



TITLE:

3. フラストレーションを制御した  
ランダム系のシミュレーション(ス  
ピングラス(リエントラント転移を  
中心として),研究会報告)

AUTHOR(S):

小野, 昱郎; 日野, 孝樹

---

CITATION:

小野, 昱郎 ...[et al]. 3. フラストレーションを制御したランダム系のシミュレーション(スピングラス(リエントラント転移を中心として),研究会報告). 物性研究 1987, 48(1): 8-11

ISSUE DATE:

1987-04-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/92480>

RIGHT:

いる。やはり三角格子上的異方的ハイゼンベルグ模型で、 $z$ 成分の結合定数  $J_z$  が強磁性で  $xy$  成分  $J_{xy}$  が反強磁性の場合である。特に  $J_z \lesssim |2J_{XY}|$  のとき中間温度で強磁性相が存在し、低温でそれが一次転移を起こして  $xy$  面内  $120^\circ$  構造に移る。<sup>4)</sup> これらの相の秩序変数は互いに直交しているため、これは通常の逐次相転移とは異なりやはりある種のリエントラント相転移というべきものであろう。

以上幾つかのリエントラント現象を考察して来たが、ここで考えたフラストレーションのための相関の非単調性、つまり温度を下げるとスピンの揃いにくくなることは、いわゆるリエントラント現象での“ランダム磁場効果”のミクロな導出にあたるものになっているようにも思える。これらの関係や種々のスピン対称性による違い等は今後の研究課題である。

## 参 考 文 献

- 1) S. Miyashita : Prog. Theor. Phys. **69** (1983) 714.
- 2) H. Kitatani, S. Miyashita & M. Suzuki : J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 865.
- 3) S. Miyashita & H. Kawamura : J. Phys. Soc. Jpn. **54** (1985) 3385.
- 4) S. Miyashita : Prog. Theor. Phys. Suppl. (1987).

## 3. フラストレーションを制御したランダム系のシミュレーション

東工大・理 小野 晃郎, 日野 孝樹

### 1. はじめに

スピングラスに代表されるように、相互作用がランダムなイジング・スピン系の相転移のふるまいは、相互作用のフラストレーションによる基底状態でのスピン配列の縮退が本質的と思われる。一方、マチス模型<sup>1)</sup>のようにたとえ相互作用が正負混合していてもフラストレーションがなく、基底状態の縮退がない場合には通常の2次転移になっている。この場合でも、もし相互作用の大きさがランダムであれば局所的な有効磁場にゆらぎが生じ、相転移へ影響があると思われる。局所磁場のゆらぎの効果とフラストレーションの効果と比較するために、フラストレーションを制御した系でモンテカルロ・シミュレーションを行った。

結論を先に述べると、正方イジング格子上的マチス模型で、ボンドの大きさを  $\pm J_0$  を中心に幅をもたせた場合、分布の幅が大きくなっても、比熱のピークの位置や幅も、磁化率の温度変化も余り変わらない。幅の偏差  $\sigma = 0.6$  に対しピークの位置は 10% 程度の低下であった。一方、フラストレーションを含む場合、その濃度が増大するにつれ、転移温度ははっきりと低下することが、比熱のピークの位置から分った。特に濃度が 30% 以上では、比熱のピークの幅がかなり広がるが、磁化率のピークは逆に鋭くなることが分かった。

## 2. フラストレーションのないランダム・スピン系

まず、 $\pm J_0$  のボンドが半々にランダムに分布し、かつフラストレーションのない正方格子模型を基準にとった。そしてボンドの符号は変えず大きさをランダム変化させ、 $\pm J_0$  を中心に対称分布させた。モンテカルロ・シミュレーションは  $20 \times 20$  の格子で、2~10 万ステップ行った。第 1 図にエネルギーのゆらぎから求めた比熱の温度変化を示す。ボンドの大きさの幅を増加させた時、比熱のピークの位置は僅かに低温側へシフトしている。比熱のピークの位置と高さで規格化したとき、幅が少し広がることが分かった。磁化率の温度変化は第 2 図に示した。磁化率の緩いピークは比熱のピークより高温側にあり、勾配が最大の位置が比熱ピークの位置 (転移温度) に対応している。従って転移温度は僅かに低くなるが、秩序変数の温度変化には相互作用のゆらぎの影響はあまりないと思われる。

## 3. フラストレーションのあるランダム系

フラストレーションのない  $\pm J_0$  のボンド配列の格子から出発しボンドの符号を変えることによりフラストレーションを作り出すことが出来、その濃度を自由に制御することが出来る。この系でのシミュレーションの結果は、第 3 図の比熱の温度変化に示した。フラストレーションの濃度の増加と共にピークの位置は明らかに低温側へシフトし、幅が広がることが分かった。特にフラストレーションが約 20% を越えると、ピークの幅が特に広がる。第 4 図に磁化率  $\chi$  の温度変化を示す。ピークは低温側へシフトするが比熱とは逆に鋭くなる。フラストレーションによる磁化のゆらぎが増大していることが分かった。

## 4. 理 論

フラストレーションのない場合、基底状態のスピンは一見ランダムな向きであるが、基底状態では、定まったボンドの配列  $\{\mu_i\}$  をとり、巨視的な縮退はない。従って秩序変数  $O_i$  はもとのスピン変数を  $\sigma_i$  として

$$O_i = \mu_i \sigma_i \quad (1)$$

で定義される。 $\sum_i \sigma_i$ の代わり $\sum_i O_i$ を秩序変数としてよい。分子場近似で考えると $\bar{\sigma}$ の代わりに $\bar{O}$ を、また交換相互作用 $J$ の代わりに有効相互作用 $J_{\text{eff}}$ を用いれば良い。転移温度 $T_c$ は最近接格子点の数を $z$ として、

$$kT_c = zJ_{\text{eff}} \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 $J_{\text{eff}} = \langle \mu_i J_{ij} \mu_j \rangle$ であり、 $\langle \cdot \cdot \rangle$ はボンド分布の平均値である。フラストレーションがない場合常に $\mu_i J_{ij} \mu_j > 0$ であり、分布の中心が $\pm J_0$ であれば $J_{\text{eff}} = J_0$ であるから、 $J_{\text{eff}}$ は $J_{ij}$ の分布の幅とは無関係になり、 $T_c$ は一定となり、シミュレーションと矛盾しない。一方、フラストレーションがある場合にも基底スピン配列の1つを考えれば、right または wrong ボンドの確率 $P_r$ ,  $P_w$ を用いて

$$J_{\text{eff}} = (P_r - P_w)J_0 \quad (3)$$

となる。フラストレーション濃度が低いとき、この濃度に比例して $J_{\text{eff}}$ が減少するので、 $T_c$ は同様に低下することが予想される。磁化率 $\chi$ は分子場近似を用いて

$$\chi = \frac{\beta(1 - \bar{O}^2)}{1 - \beta z \langle J_{ij} \rangle (1 - \bar{O}^2)} \quad , \quad \beta = 1/kT \quad (4)$$

で与えられる。ここで調べた系はすべて $\langle J_{ij} \rangle = 0$ であるから

$$\chi = \beta(1 - \bar{O}^2) \quad (5)$$

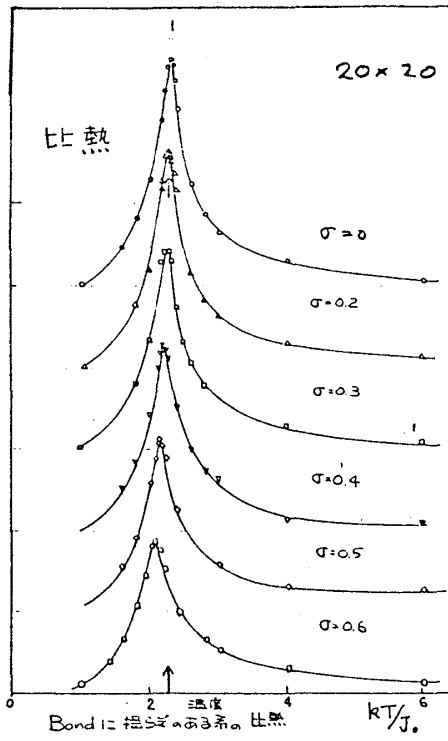
となる。特に $T_c$ 以上では温度の逆数に比例し、 $T_c$ 以下では秩序変数が増加するにつれ、急速に減少する。これは、シミュレーションの結果でも確かめられた。

結論としてフラストレーションのないランダム系ではボンドのゆらぎの影響は小さい。一方、フラストレーションは相転移に大きな影響を与えることが分かった。ランダム・オーダー相<sup>2)</sup>を基本とした考え方で、 $T_c$ の濃度変化、磁化率の温度変化などは定性的に説明出来ることが分かった。

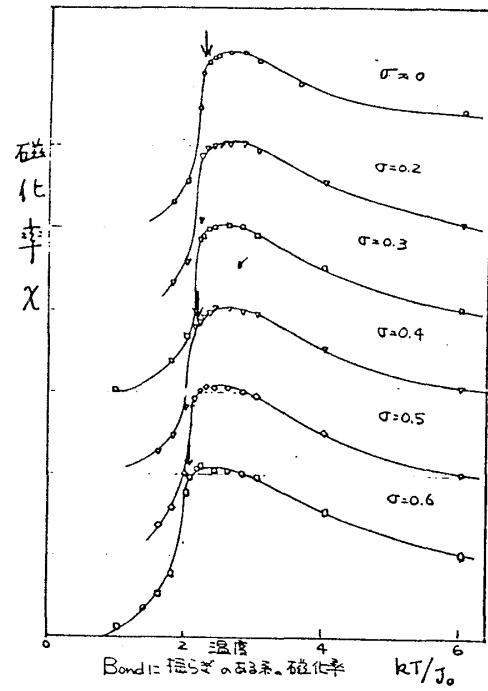
## 参 考 文 献

- 1) D. C. Mattis : Phys. Lett. **A56** (1976) 421.
- 2) I. Ono : J. Phys. Soc. Jpn. **48** (1980) 24.

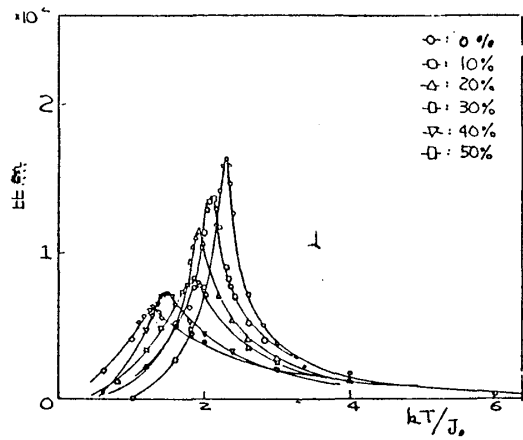
K. Yasumura and I. Ono : J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984) 335.



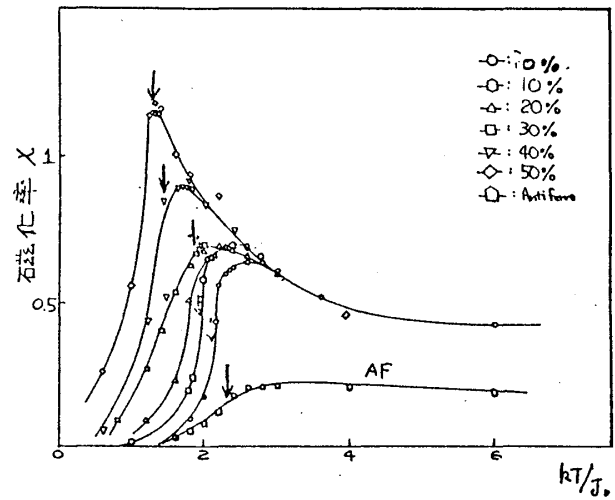
第1図



第2図



第3図



第4図